強誘電体の誘電緩和現象

松　原　武　生　（京大理）

強誘電体のキュリー点近傍で誘電分散に異常があるかどうかについて従来余り調べられたことはないが，ロッシエル塩に対する赤尾・佐々木両氏の実験や[1]，最近のHill−Ichiki によるTGS，KD_2PO_4 に対する実験は[2]，強誘電体が多数の緩和時間をもつた分散系でしかも緩和時間の分布はキュリー点で異常性を示すことを教えている。Hill−Tachiki は緩和時間 τ がガウス分布するとして複素誘電率を

$$\varepsilon^* = \int_0^\infty \frac{y(\tau)d\tau}{1+i\omega\tau} = \frac{C}{T-T_c}\left[f(\omega\tau_0) - ig(\omega\tau_0)\right] \qquad (1)$$

$$y(\tau) = \frac{2C\alpha}{\pi} e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2} \qquad \tau_0 = \frac{1}{\alpha(T-T_c)} \qquad (2)$$

で与えた。α が物質により異なる唯一のパラメータで，C はCurie 常数，T_c はCurie 温度である。(1) (2) は KD_2DO_4，TGS，DTGS の実験結果を非常によく説明するが，何故そのような τ の分布が現われるか明かでない。もしこれが強誘電特有の現象ならばその理論的基礎づけが必要である。

理論的な解釈の最初の試みとしてWeiss 近似でこの分布を次のように説明する。dipole は強誘電的に方向をそろえるCurie 点 T_c 以上でも T_c の近傍では fluctuation として強い局部場を受けていると見れる。そのような局部場内の dipole の運動には一般に τ の分布が期待されるが，そのひろがりはゆらぎの自乗平均に比例すると仮定する。すると (1) と (2) の分布と比較して大雑把であるが

$$\tau_0 = \tau_* \langle x^2 \rangle \qquad x = P/N\mu = \text{order paramcter} \qquad (3)$$

となる。τ は独立に動く一つの dipole が持つ媒質中の緩和時間で $\tau \sim 10^{-11}$ sec の order である。ゆらぎの理論から

$$\langle x^2 \rangle \sim \frac{T_c}{3(T-T_c)} \qquad T>T_c \tag{4}$$

となるからτ_0 の定義にもどつて

$$\alpha \sim \frac{1}{\tau_* T_c} \tag{5}$$

となることがわかる。(5) 式は実測値の order を大体説明し，且T_c の変化によるαの動きの傾向も理解させる。

もつと正しい扱いには pair correlation の dynamics が必要である。

(1) H. Akao & T. Sasaki, JCP 23(1955), 2210.
(2) R. M. Hill & S. K. Ichiki, PR 128(1962), 1140.

不可逆過程の統計力学における変分原理 中野藤生（名大理）

この変分原理は，方法の上からは，Lippman-Schwinger の，散乱問題におけるSchrödinger 方程式に関した変分原理[1]につながり，物理上の問題としては，Boltzmann 方程式に関するKohler の変分原理[2]につながつている。つまり，Boltzmann 方程式のかわりに，Neumann 方程式に関連している。摂動近似（これが同時にcoarse-graining をほどこすことにもなる）の段階で，Kohler 変分原理に帰着する。このように，この変分原理の変分定式にcoarse-graining 又はrandomization の影響がもちこまれることによつて，熱力学における在来の通常の変分原理に帰着されるものと考えられる。

電気伝導を例にとつてみる。$t<0$における，電場$E(t)=Ee^{st}$ ($s>+0$)の場合の問題と，$t>0$における$E(t)=Ee^{-st}$ の場合の問題とが，この変分原理の中に必ず組み合わさつて現れてくる。磁場内での伝導現象にたいするKohler 変分原理はZiman[3] の指摘したように，停留値問題であつて，極値問題でないということはこのことと関連している。

time-reversal の関係にある二様の問題が組み合わさることと，time-